

В. А. ЯКОВЛЕВ

## АНИЗОТРОПИЯ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

В работе дан расчет формы петель гистерезиса и критических кривых при наличии синуса в четвертой степени в разложении энергии анизотропии. Рассматривается возможность экспериментального обнаружения высших составляющих энергии анизотропии.

Энергия магнитной анизотропии в тонких ферромагнитных пленках есть четная функция угла  $\varphi$  отклонения магнитного вектора от направления легкого намагничивания. При разложении по четным степеням синуса она имеет вид

$$E = a \sin^2 \varphi + b \sin^4 \varphi + c \sin^6 \varphi + \dots \quad (1)$$

В настоящее время установлено, что причиной анизотропии служат несколько явлений, поэтому при рассмотрении функции  $E$  необходимо учитывать члены высших порядков.

Для измерения анизотропии высших порядков не пригодны ни петле-скопы, ни магнитооптический метод, ни приборы для визуального наблюдения критических кривых на экране осциллографа. Единственно пригодным для этого прибором в настоящее время является, по-видимому, только магнитометр типа, описанного в работе [1], дающий возможность измерить зависимость механического момента от угла поворота пленки в магнитном поле.

При учете трех первых членов разложения (1) выражение для момента принимает следующий вид:

$$T = \left[ a + b + \frac{15}{16} c \right] \sin 2\varphi - \left( \frac{b}{2} + \frac{3}{4} c \right) \sin 4\varphi + \frac{3}{16} c \sin 6\varphi. \quad (2)$$

Из этого выражения следует, что присутствие в (1) членов высших порядков эквивалентно добавлению к одноосной анизотропии двухосной, трехосной и т. д. Поэтому разложением экспериментальной кривой моментов в ряд Фурье можно выделить ее высшие гармоники и сделать заключение о наличии анизотропии высших порядков.

Косвенные свидетельства о наличии ее можно получить наблюдением петель гистерезиса и критических кривых. Рассмотрим, например, влияние на эти фигуры члена 2-го порядка и примем, что

$$E = a \sin^2 \varphi + b \sin^4 \varphi. \quad (3)$$

Рассмотрим перемагничивание пленки однородным вращением под действием продольного поля (рис. 1, а). В этом случае свободная энергия равна:

$$u = a \sin^2 \varphi + b \sin^4 \varphi + HM \cos \varphi. \quad (4)$$

Определим положения, из которых происходит переброс вектора намагниченности, и соответствующие им значения поля известным методом нахождения производных. В момент переброса устойчивое положение меняется на неустойчивое, поэтому первая и вторая производные от энергии по углу должны быть равны нулю, а третья производная должна быть отрицательной. Решим сначала систему двух уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \varphi} = 2a \sin \varphi \cos \varphi + 4b \sin^3 \varphi \cos \varphi - HM \sin \varphi = 0, \\ \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = 2a (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) + 12b \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \varphi - 4b \sin^4 \varphi - HM \cos \varphi = 0. \end{cases}$$

Система имеет два решения:

$$1. \varphi = 0, \quad H = \frac{2a}{M};$$

$$2. \varphi = \frac{1}{2} \arccos \frac{a-b}{3b}, \quad H = \frac{2(a+2b)^2}{9bM} \sqrt{\frac{6b}{a+2b}}.$$

Первое решение хорошо известно. Очевидно, второе решение существует при  $-2b \leq a \leq 4b$ . Рассматривая только положительные константы и учитывая, что при  $a=4b$  второе решение переходит в первое, получим  $a < 4b$ . Третья производная оказывается отрицательной при том же условии. Следовательно, второе решение реализуется в действительности.

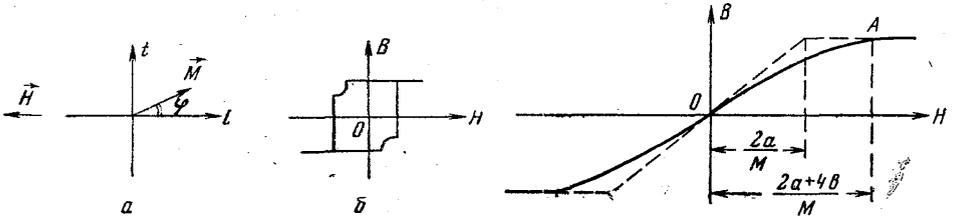


Рис. 1

Рис. 2

Первому решению соответствует нулевая третья производная. Математически это означает, что в данной точке совершается не только переход от минимума к максимуму, но и противоположный переход. Физически это означает, что с ростом поля  $H$  минимум плавно сдвигается в сторону больших углов, причем скорость его движения, т. е.  $\frac{d\varphi}{dH}$  в начальный момент бесконечно велика.

Не вдаваясь в подробности, можно заключить, что петля гистерезиса в данном случае будет иметь вид, показанный на рис. 1, б. Такие петли хорошо известны всем, кто наблюдал гистерезис пермаллоевых пленок на экране осциллографа.

При перемагничивании в направлении трудного намагничивания для вертикальной составляющей  $M$  получается выражение

$$M \sin \varphi = \frac{M^2 H}{2a + 4b \sin^2 \varphi}.$$

Петля гистерезиса показана на рис. 2. Насыщение наступает в поле  $H = \frac{2a+4b}{M}$ . Из рисунка видно, что, измеряя поле анизотропии  $H_K$  методом экстраполяции (в слабых полях) на этой петле, мы получим значение  $\frac{2a}{M}$ , т. е. определим только одну составляющую анизотропии. Если же измерять константу в точке  $A$ , что имеет место при измерении  $H_K$  по критическим кривым, то получится большее значение. Разумеется, эту петлю наблюдать нельзя: при увеличении поля она «раскрывается».

Для исследования критических кривых применим вышеупомянутый метод нахождения положений, из которых происходит переброс магнитного вектора, путем приравнивания нулю первой и второй производных по углу  $\varphi$  от свободной энергии пленки, находящейся в двух взаимно перпендикулярных магнитных полях  $H_t$  и  $H_l$ .

$$u = a \sin^2 \varphi + b \sin^4 \varphi + H_l M \cos \varphi - H_t M \sin \varphi; \quad (5)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \varphi} = 2a \sin \varphi \cos \varphi + 4b \sin^3 \varphi \cos \varphi - H_l M \sin \varphi - H_t M \cos \varphi = 0; \\ \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = 2a (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) + 12b \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \varphi - 4b \sin^4 \varphi - \\ - H_l M \cos \varphi + H_t M \sin \varphi = 0. \end{cases}$$

Принимая  $\varphi$  за параметр и решая систему двух уравнений, получим

$$H_l = \frac{2 \cos^3 \varphi}{M} (a + 6b \sin^2 \varphi);$$

$$H_t = \frac{2 \sin^3 \varphi}{M} [a + 2b (3 \sin^2 \varphi - 2)].$$

При  $b = 0$  эти формулы дают астроиду. Для исследования формы кривой при  $b \neq 0$  рассмотрим производную  $\frac{dH_t}{dH_l}$  (поскольку кривая строится в координатах этих двух переменных).

$$\frac{dH_t}{dH_l} = \frac{dH_t/d\varphi}{dH_l/d\varphi} = -\operatorname{tg} \varphi.$$

Как и у астроида, производная монотонно возрастает по абсолютной величине. Но при  $\varphi = \operatorname{arcsin} \sqrt{\frac{4b-a}{10b}}$  обе производные  $H'_l$  и  $H'_t$  обращаются в нуль, и кривая  $H_t = f(H_l)$  при  $\sin \varphi = \sqrt{\frac{4b-a}{10b}}$  имеет точку возврата первого рода. Ветвь критической кривой такого вида показана на рис. 3, б (перехлеста в районе точки  $B$  нет ввиду монотонности производной). Точке  $A$  соответствует  $\varphi = 0$ . Стрелками на кривой показано направление возрастания параметра  $\varphi$ . Приравнивая нулю выражение для  $H'_t$ , получим значение параметра точки пересечения кривой с горизонтальной осью ( $C$ )

$$\varphi_c = \operatorname{arcsin} \sqrt{\frac{4b-a}{6b}}.$$

Легко получить координаты точек  $B$  и  $C$ , подставив их параметры в выражения для  $H_t$  и  $H_l$ .

Общий вид критической кривой приведен на рисунке 4, а. Точки  $A$  и  $C$  соответствуют значениям продольной поля, при которых происходит быстрое изменение индукции на петлях гистерезиса при перемагничивании в направлении легкого намагничивания. Из приведенных формул видно, что при  $0 < b < \frac{a}{4}$  критическая кривая принимает привычный вид, но остается растянутой по вертикали.

Из сказанного следует, что критическая кривая при  $b > \frac{a}{4}$  становится неоднозначной функцией по отношению к моментам времени, в

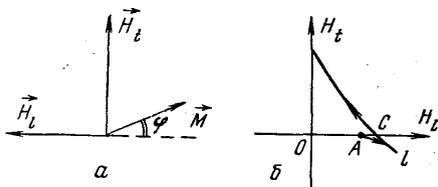


Рис. 3

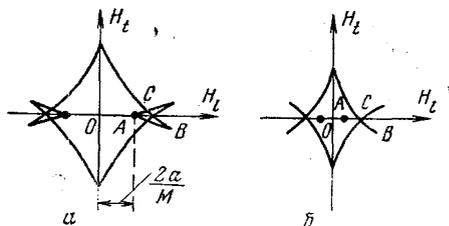


Рис. 4

которые совершается переброс магнитного вектора. Поскольку нас интересуют только участки, где устойчивое положение меняется на неустойчивое, можно выкинуть из рассмотрения те части кривой, которым соответствуют положительные значения третьей производной от энергии по углу  $\varphi$ . Условием этого является выполнение неравенства

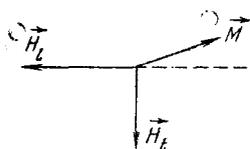


Рис. 5

$$0 < \sin \varphi < \sqrt{\frac{4b - a}{10b}}$$

Кривая приобретает вид, показанный на рис. 4, б. Как видно, неоднозначность сохранилась. Наличие участка  $CB$  означает, что в момент, предшествующий перебросу, вектор намагниченности может находиться в верхней пслуплоскости, несмотря на то, что  $H$  отрицательно (рис. 5). Такое положение он может занять в результате, например, колебаний около положения равновесия после предшествующего переброса.

В заключение нужно отметить одну трудность в обнаружении констант высшего порядка на магнитометре. Если взять, например,  $b = \frac{a}{4}$ , то на кривой моментов это даст только десятипроцентное отклонение от синусоиды:

$$T_{1 \max} = \frac{5}{4} a; T_{2 \max} = \frac{a}{8}.$$

Еще более сложно обнаружить отличие от синусоиды, когда  $\frac{b}{2} + \frac{3c}{4} = 0$ . В этом случае получится симметричная полуволна, и отклонения от синусоиды заметны только при малых моментах, на краях «горба», где относительная точность измерений низка.

Поступила в редакцию  
19.2 1968 г.

Кафедра  
Общей физики для физиков